

7. Белов С.В., Данилейко Ю.К., Нефедов С.М., Осико В.В., Самон В.А., Бабуриш Н.В., Сидоров В.А. Высоочастотные электрохирургические аппараты с режимом генерации низкотемпературной плазмы // Медицинская техника. 2010. № 1 (259). С. 1-6.
8. Шаронов Н.А., Чуканов В.И., Дистанов Р.Р., Козлов Н.П., Пекшев А.В., Хоменко В.А., Вагапов А.Б., Дусалиева Р.Р. Исследование воздушного плазмохимического реактора для нового медицинского аппарата // Инженерный журнал: наука и инновации. 2013. Вып. 10. С. 1-10.
9. Пискунов А.Ф., Рябый В.А., Свотина В.В., Ли Х.-Дж., Плаксин В.Ю. Высокоресурсный электродуговой плазмотрон постоянного тока // Прикладная физика. 2009. № 6. С. 98-107.
10. Химическая энциклопедия. Т. 1. – М.: Советская энциклопедия, 1988. С. 240.

Валентин Анатольевич Рябый,
канд. техн. наук, ст. научный сотрудник,
вед. научный сотрудник,
НИИ ПМЭ МАИ,
Владимир Павлович Савинов,
д-р физ.-мат. наук, доцент,
Валерий Георгиевич Якунин,
канд. физ.-мат. наук, ст. научный сотрудник,
Юрий Андреевич Пирогов,
д-р физ.-мат. наук, профессор,
физический ф-т, МГУ им. М.В. Ломоносова,
Игорь Александрович Родин,
канд. хим. наук, ст. научный сотрудник,
химический ф-т, МГУ им. М.В. Ломоносова,
г. Москва,
e-mail: savinov1983@yahoo.com

А.С. Лелюхин

Определение качественных параметров рентгеновских пучков по абсорбционным кривым

Аннотация

Предложена методика определения качественных параметров рентгеновских пучков по абсорбционным кривым, регистрируемым линейным многоканальным детектором. Приведены решения прямой задачи формирования абсорбционных кривых по заданным спектральным распределениям и обратной задачи восстановления спектра излучения по регистрируемым абсорбционным кривым.

Спектральный состав излучения, генерируемого диагностическими рентгеновскими источниками, определяет информативность регистрируемых изображений и дозовые нагрузки. Несоответствие радиационных параметров пучков условиям возбуждения излучения может приводить к необоснованному облучению. Контроль радиационных параметров является неотъемлемой частью диагностического процесса, регламентируемой нормативными документами, требующими наличия сертифицированных средств и методик измерения. Однако в отечественной практике контроля, как правило, используются зарубежные приборы [1]. Разработка новых методик измерения может способствовать созданию современных средств контроля на основе детекторов рентгеновского излучения российского производства.

Первый слой половинного ослабления (СПО₁) и коэффициент однородности h используют для качественной характеристики излучения, генерируемого рентгеновским источником при заданном анодном напряжении. Процедура определения качественных характеристик рентгеновского излучения предполагает проведение многократных измерений с применением фильтров из высококачественного алюминия, фактическая толщина которых должна быть известна с погрешностью не более 10 мкм [2]. В результате серии измерений устанавливают зависимость воздушной кермы за фильтрами от их толщины и по полученной кривой ослабления находят толщину фильтров, ослабляющих излучение в два ($d_{1/2}$) и в четыре ($d_{1/4}$) раза. Первое значение задает первый слой половинного ослабления СПО₁ = $d_{1/2}$, второе значение используется для вычисления второго слоя половинного ослабления СПО₂ = $d_{1/4}$ – СПО₁ и коэффициента однородности $h = \text{СПО}_1 / \text{СПО}_2$.

Очевидно, что на практике предпочтительнее было бы определять качественные параметры излучения за одну экспозицию.

Кривую ослабления рентгеновского излучения алюминиевыми фильтрами в зависимости от их толщины можно описать уравнением вида

$$f(d) = \frac{\int_0^{E_{fr}} \mu_e(E) \alpha(E) E \exp[-\mu_{Al}(E) \cdot \rho_{Al} \cdot d] dE}{\int_0^{E_{fr}} \mu_e(E) \alpha(E) E dE},$$

где E_{fr} – граничная энергия в спектре излучения, кэВ; E – энергия квантов, кэВ; $\mu_e(E)$ – массовый коэффициент передачи энергии фотонного излучения в воздухе, см²/г; $\mu_{Al}(E)$ – массовый коэффициент ослабления алюминия, см²/г; d – толщина алюминиевого фильтра, см; $\alpha(E)$ – функция, определяющая спектральное распределение квантов излучения в пучке при заданных напряжении генерирования U_a (кВ), суммарной фильтрации в алюминиевом эквиваленте d_Σ (см) и угле наклона анода ϕ .

Решения уравнений $f(d) = 1/2$ и $f(d) = 1/4$ определяют толщины фильтров $d_{1/2}$ и $d_{1/4}$. Однако для расчета кривой ослабления необходимо знать исходное спектральное распределение по числу квантов рентгеновского излучения от энергии – $\alpha(E)$.

Ранее предлагалось восстанавливать спектр излучения рентгеновской трубки по абсорбционной кривой, регистрируемой линейным многоканальным детектором [3]. Задача регистрации абсорбционных кривых решается путем размещения линейного детектора вдоль рентгеновского пучка таким образом, что каждый предыдущий канал детектирования является ослабляющим фильтром для последующего.

Проанализируем процесс формирования абсорбционной кривой. Предположим, что пучок рентгеновского излучения возбуждается на аноде рентгеновской трубки в виде множества квантов, обладающих энергией, не большей E_{fr} , распределение квантов в зависимости от энергии описывается формулой Крамерса, а ослабление излучения при распространении в среде подчиняется экспоненциальному закону. Излучатель генерирует в направлении линейного детектора квазипараллельный рентгеновский пучок в виде множества

квантов $N_E = \{N_{E0}, N_{E1}, \dots, N_{Ek}\}$, где E_k – энергия, соответствующая одной из выделенных спектральных линий N_{Ek} , количество которых обуславливается принятой дискретизацией спектра по энергии ΔE и граничной энергией E_{ff} . Число квантов, достигающих линейного детектора, определено мощностью множества $|N_E| = N_q$. Детектор состоит из m микроканалов толщиной t (см) из материала плотностью ρ (г/см³).

Приведенный спектр излучения на входе детектора в дискретном представлении можно описать уравнением

$$\gamma_E = N_E / N_q.$$

Очевидно, что величина

$$\gamma_{E_k} = \frac{N_{E_k}}{N_q}$$

есть вероятность появления кванта с энергией E_k в пучке излучения. По мере проникновения излучения вглубь детектора происходит трансформация спектра, обусловленная процессами фотоэлектрического поглощения и комптоновского рассеяния квантов. Априорная вероятность $P_{n,E}$ того, что квант с энергией E испытает взаимодействие в микроканале с номером n , равна произведению вероятности P_E взаимодействия кванта в канале толщиной t на вероятность $q_{n,E}$ пропускания предыдущих $(n - 1)$ каналов суммарной толщиной $(n \times t)$:

$$P_{n,E} = P_E \cdot q_{n,E}$$

Вероятности взаимодействия и пропускания заданы уравнениями

$$P_E = 1 - \exp(-\mu_E \cdot \rho \cdot t);$$

$$P_{n,E} = \exp[-\mu_E \cdot \rho \cdot (n \cdot t)],$$

где μ_E – массовый коэффициент ослабления квантов с энергией E в веществе детектора. Определив вероятности взаимодействия, можно записать решение прямой задачи формирования распределения квантов излучения J_n , проваимодействовавших в объеме линейного детектора:

$$J_n = \frac{\sum_E \gamma_E \cdot P_{n,E}}{\sum_E \gamma_E \cdot P_{0,E}}$$

Огибающая распределения J_n будет в первом приближении описывать абсорбционную кривую, регистрируемую по сигналам, считанным с линейного детектора.

Отметим, что при таком упрощенном подходе не учитываются угловое расхождение пучка и вылет комптоновских фотонов, энергия которых не выделяется в объеме детектора. При рассмотрении конкретной системы необходимо также учитывать вторичное излучение, возбуждаемое в элементах конструкции, и конверсионную эффективность детектора. Данные факторы могут в значительной степени исказить форму реально регистрируемых абсорбционных кривых.

Рассмотрим обратную задачу восстановления спектра излучения по регистрируемой абсорбционной кривой. Пусть кривая ослабления зарегистрирована и апостериорные вероятности известны из опыта $P_n = N_n / N_q$, где N_n – число квантов, зарегистрированных в микроканале с номером n . Тогда приведенный спектр излучения на входе детектора можно задать формулой полной вероятности

$$\gamma_E = \sum_{n=0}^m \gamma_{n,E} P_n,$$

где $\gamma_{n,E}$ – вероятность того, что квант, поглощенный в детекторе n , имеет энергию E . Определяя по формуле Байеса условные вероятности $\gamma_{n,E}$, можно записать, что

$$\gamma_E = \sum_{n=0}^m P_n \frac{P_{n,E} \gamma_E}{\sum_E P_{n,E} \gamma_E}$$

Последнее соотношение позволяет воспользоваться TLR-процедурой [4] и записать итерационную формулу для последовательного приближения восстанавливаемого спектра:

$$\gamma_E^{(s+1)} = \left[\gamma_E^{(s)} \sum_{n=0}^m P_{n,E} \frac{P_n}{\sum_E P_{n,E} \gamma_E^{(s)}} \right] \cdot \frac{1}{\sum_{n=0}^m P_{n,E}}$$

Критерием прекращения вычислительного процесса служит условие минимального изменения функционала направленного расхождения [4], рассчитываемого в нашем случае по формуле

$$I^{(s)} = \sum_{n=0}^m P_n \ln \left(\frac{P_n}{\sum_E P_{n,E} \gamma_E^{(s)}} \right) / \sum_{k=0}^m P_k.$$

В ходе проведения серии экспериментов с расчетными абсорбционными кривыми была определена функция начального приближения спектра $H(j)$, позволяющая восстанавливать спектральные распределения в диапазоне анодных напряжений 40...300 кВ с высокой достоверностью. Функция начального приближения спектра имеет вид

$$H(j) = \left\{ 1 - \exp[-\mu_{GaAs}(j \cdot \Delta E) \cdot \rho_{GaAs} \cdot t_{GaAs}] \right\} \times \exp[-\mu_{Al}(j \cdot \Delta E) \cdot \rho_{Al} \cdot \Delta d],$$

где ρ_{GaAs} – плотность материала детектора; ρ_{Al} – плотность материала фильтра; t_{GaAs} – толщина микроканала детектора; Δd – толщина алюминиевого фильтра, заданная как произвольное начальное приближение; $\mu_{GaAs}(j \Delta E)$ – массовый коэффициент ослабления материала детектора; $\mu_{Al}(j \Delta E)$ – массовый коэффициент ослабления материала фильтра; ΔE – выбранный шаг дискретизации спектра по энергии; j – итерационная переменная. Очевидно, что первый множитель в функции $H(j)$ определяет вероятность поглощения рентгеновских квантов с энергией $E = j \Delta E$ в отдельном канале детектора, а второй – вероятность их пропускания алюминиевым фильтром. Максимальное значение j задает наибольшую энергию квантов, которая при вычислениях должна быть выбрана заведомо больше граничной энергии в спектре излучения.

Практическая обработка методики определения качественных параметров рентгеновских пучков по абсорбционным кривым была выполнена с помощью блока детектирования (ООО «РИД», г. Томск), включающего в себя линейный многоканальный детектор на основе арсенида галлия. Использование штатной детекторной системы, предназначенной для воспроизведения рентгеновских изображений в составе сканирующих рентгеновизуальных комплексов, ограничивало возможности проведения эксперимента шириной канала детектирования – 200 мкм и числом уровней квантования сигнала – 2¹⁶. В соответствии с принципами формирования импульсов тока в квантово-чувствительных GaAs-детекторах, изложенными в [5], полагалось, что детектор работает в счетном режиме и сигнал на выходе каждого измерительного канала не зависит от энергии взаимодействующих квантов и определяется только их количеством. Детектор экспонировался вдоль линии размещения измерительных каналов.

Для возбуждения рентгеновского излучения использовался рентгенодиагностический комплекс, оборудованный частотным питающим устройством, генерирующим импульсы напряжения длительностью до 500 мс напряжением 50...150 кВ. Неинвазивный контроль анодного напряжения, суммарной фильтрации и первого слоя половинного ослабления осуществлялся универсальным дозиметром «Piranha» («RTI Electronics AB», Швеция). Контроль мощности дозы в области размещения детекторного модуля производился дозиметром гамма излучения ДКС-АТ1123 («Атомтех», Беларусь). С помощью дозиметров было установлено, что система генерирования излучения имеет линейную дозовую характеристику (зависимость мощности дозы от уставки анодного напряжения) и линейную ка-

либровочную характеристику (зависимость измеренного значения напряжения генерации от уставки анодного напряжения при заданном анодном токе). В процессе выполнения экспериментального исследования дозиметр «Piranha» использовался для сопоставления результатов измерений и служил индикатором неизменности спектрального состава излучения, а дозиметр ДКС-АТ1123 служил косвенным индикатором стабильности тока анода.

Ограничение рентгеновского пучка осуществлялось штатной диафрагмой излучателя, дополнительным коллиматором, установленным на входное окно детектора, и внутренним коллиматором, размещенным внутри корпуса непосредственно перед чувствительной областью детектора. Введение внешней

и внутренней коллимации пучка позволило снизить влияние вторичного излучения, возбуждаемого в элементах конструкции детектора и искажающего форму регистрируемых абсорбционных кривых.

В качестве иллюстрации на *рис. 1* представлены абсорбционные кривые, зарегистрированные при напряжении генерирования 70 кВ без дополнительных коллиматоров и с установленными коллиматорами.

Однако полностью устранить фоновую засветку чувствительной области детектора можно только на этапе проектирования, внося конструктивные изменения в систему. В нашем случае пришлось вводить постоянный поправочный коэффициент, значение которого было определено опытным путем.

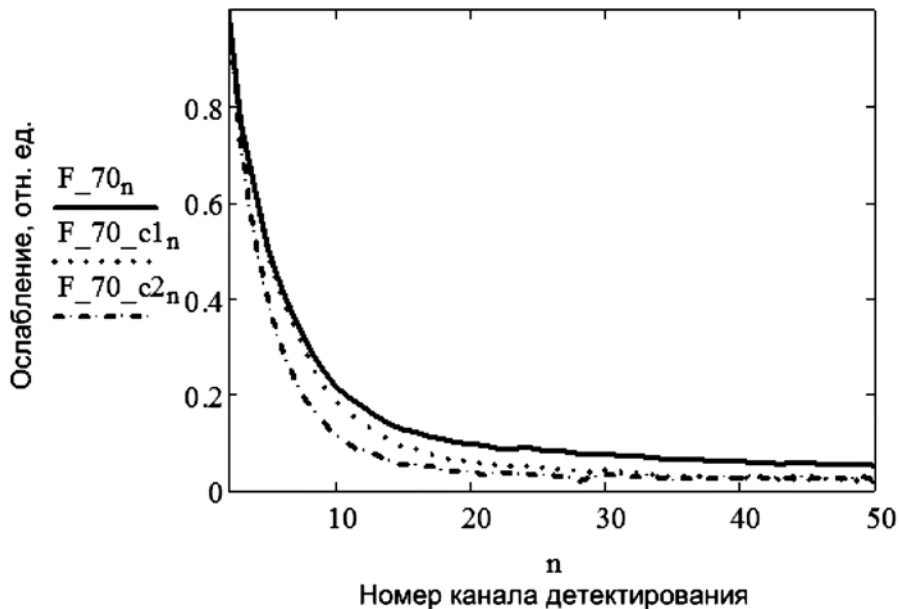


Рис. 1. Абсорбционные кривые, зарегистрированные без дополнительных коллиматоров (F_70); с внешним коллиматором (F_70_c1); с внешним и внутренним коллиматорами (F_70_c2)

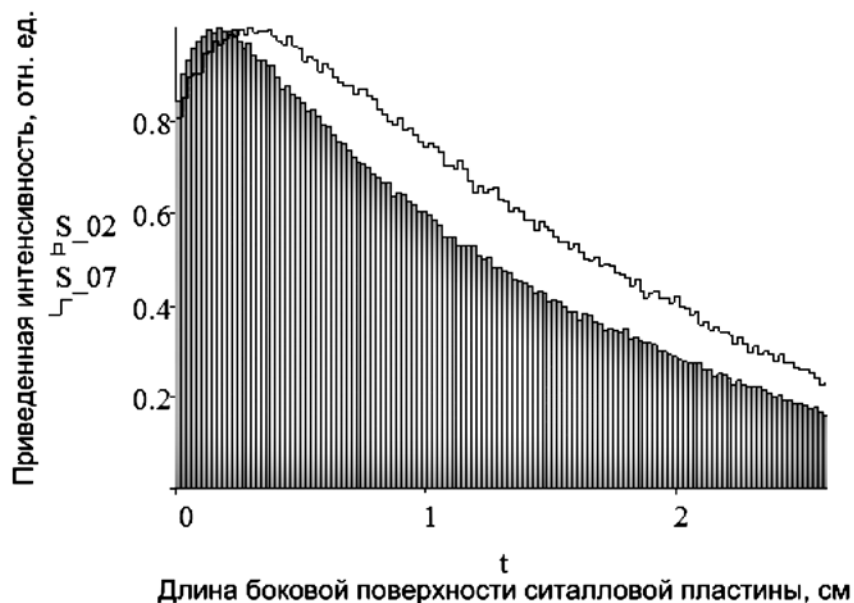


Рис. 2. Приведенные к максимуму распределения полей вторичного излучения, возбуждаемых вдоль боковой поверхности рассеивающей пластины из ситалла при анодном напряжении 110 кВ и суммарной фильтрации в алюминиевом эквиваленте 0,2 см (S_02) и 0,7 см (S_07)

Отметим, что для учета рассеянного излучения необходимо корректировать сигналы отдельно по каждому из каналов детектирования. При этом корректирующая функция может быть найдена либо путем регистрации сигналов с детектора, затемненного во время экспозиции свинцовой пластиной, либо путем расчета полей вторичного излучения при известной геометрии системы [6]. В использованном нами блоке детектирования основными источниками вторичного излучения являлись ситалловая пластина, поддерживающая чувствительную область детектора, и массивный алюминиевый радиатор системы охлаждения.

На рис. 2 представлены расчетные распределения, отражающие характер полей вторичного излучения, возбуждаемых вдоль боковой поверхности ситалловой пластины толщиной 0,06 см. Первичное излучение падает на пластину слева, условия возбуждения приведены в подрисуночной подписи.

Согласно расчетам, фоновая засветка детектора не является равномерной. Огибающая поля рассеянного излучения имеет выраженный максимум, положение которого определяется средней длиной пробега квантов первичного излучения в материале рассеивающей пластины и зависит не только от напряжения, но и от суммарной фильтрации. Таким образом, корректирующая функция может быть вычислена или определена экспериментально только при известных условиях экспозиции, что не имеет практического смысла.

Семейство абсорбционных кривых, зарегистрированных в диапазоне анодных напряжений с установленными внешним и внутренним коллиматорами, представлено на рис. 3.

Видно, что при ширине канала детектирования 200 мкм абсорбционные кривые достаточно быстро затухают, что ограничивает массив исходных данных, по которому восстанавливаются спектральные распределения.

С помощью комплекса программных модулей «X-ray SRT» [7] по экспериментально зарегистрированным кривым ослабления были восстановлены спектральные распределения и рассчитаны качественные параметры рентгеновских пучков, включая эффективную энергию E_{eff} . Результаты вычислений в сравнении с измеренными универсальным дозиметром «Piranha» значениями анодного напряжения U_a и первого слоя половинного ослабления приведены в табл. 1. Измеренная суммарная фильтрация составила $(2,9 \pm 0,1)$ мм в алюминиевом эквиваленте.

Принимая результаты, полученные с помощью универсального дозиметра «Piranha», за эталонные, можно заметить, что граничная энергия, определенная по восстановленным спектральным распределениям, плохо согласуется с измеренными значениями потенциалов возбуждения рентгеновских пучков. Обусловливается это тем, что огибающая восстановленных распределений со стороны больших энергий асимптотически приближается к оси энергий. В итоге возникает неопределен-

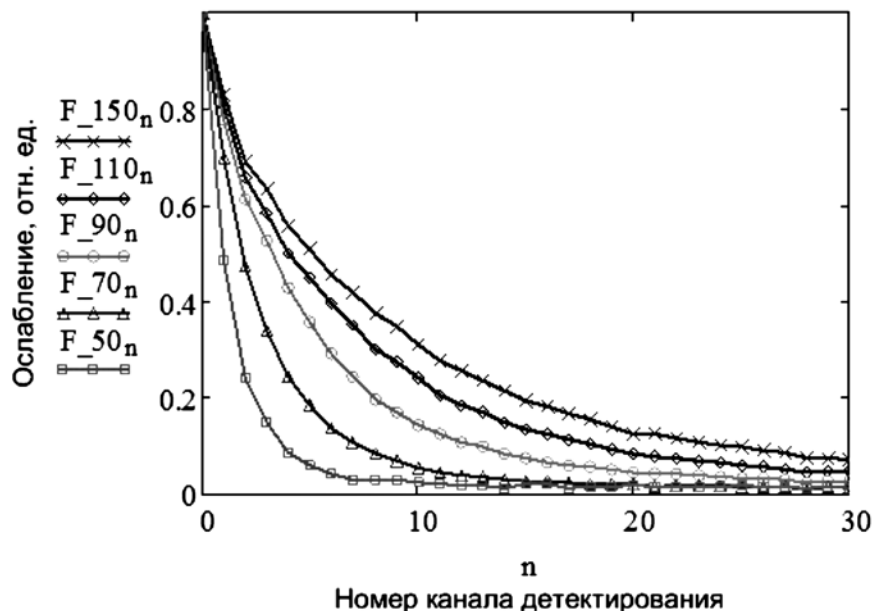


Рис. 3. Абсорбционные кривые, зарегистрированные при уставках анодного напряжения: 50 кВ (F_50); 70 кВ (F_70); 90 кВ (F_90); 110 кВ (F_110); 150 кВ (F_150)

Таблица 1

Экспериментальные результаты

Уставка, кВ	Piranha		GaAs-детектор		
	U_a , кВ	СПО ₁ , мм (Al)	E_{fr} , кэВ	СПО ₁ , мм (Al)	h
			E_{eff} , кэВ	СПО ₂ , мм (Al)	
70	$67,4 \pm 0,2$	$2,50 \pm 0,03$	72 ± 11	$2,0 \pm 0,2$	$0,82 \pm 0,03$
			$28,5 \pm 0,9$	$2,5 \pm 0,3$	
110	$106,4 \pm 0,1$	$4,12 \pm 0,03$	111 ± 2	$4,2 \pm 0,1$	$0,76 \pm 0,01$
			$38,8 \pm 0,1$	$5,5 \pm 0,1$	
150	$145,9 \pm 0,2$	$5,79 \pm 0,01$	157 ± 1	$5,9 \pm 0,1$	$0,70 \pm 0,01$
			$45,4 \pm 0,1$	$8,3 \pm 0,1$	

ность в установлении граничной энергии, требующая уточнения критериев оценки. При достаточном объеме исходных данных (при напряжениях выше 100 кВ) измеренные значения первого слоя половинного ослабления согласуются с эталонными значениями.

Результаты экспериментов подтвердили принципиальную возможность восстановления спектральных распределений по абсорбционным кривым и последующего расчета качественных параметров рентгеновских пучков. Для достижения большей достоверности измерений необходимо уменьшать ширину каналов детектирования и конструктивно исключать возможность возбуждения вторичного излучения в объеме детектора. Предложенная в работе методика измерений может стать основой для разработки новой отечественной системы контроля радиационных параметров диагностических пучков излучения.

Список литературы:

1. *Карягин М.А.* Состояние и перспективы развития методов и средств неинвазивного измерения напряжения на рентгеновских трубках // Медицинская техника. 2013. № 5. С. 54-58.
2. IEC 61267:2005 Medical Diagnostic X-Ray Equipment – Radiation Conditions for Use in the Determination of Characteristics.
3. *Муслимов Д.А., Лелюхин А.С., Гамалей К.А.* Определение практического пикового напряжения по восстановленным спектральным распределениям тормозного излучения // Медицинская техника. 2011. № 5. С. 34-39.

4. *Теребиж В.Ю.* Введение в статистическую теорию обратных задач. – М.: Физматлит, 2005. 376 с.
5. *Толбанов О.П.* Детекторы ионизирующих излучений на основе компенсированного арсенида галлия // Вестник Томского государственного университета. 2005. № 285. С. 155-163.
6. *Лелюхин А.С., Яснев А.В.* Моделирование полей вторичного рентгеновского излучения / Материалы Всерос. молодежн. конф. «Методы компьютерной диагностики в биологии и медицине-2015» / Под ред. проф. Д.А. Усанова. – Саратов: Изд-во «Саратовский источник», 2015. С. 79-82.
7. *Лелюхин А.С., Муслимов Д.А., Таисов М.В., Аджиева М.Д.* Комплекс программных модулей для восстановления спектра тормозного излучения методом минимизации направленного расхождения / Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2014611219 от 28.01.2014 г. Федеральная служба по интеллектуальной собственности. Россия.

*Александр Сергеевич Лелюхин,
канд. техн. наук, доцент,
кафедра общей физики,
Оренбургский государственный университет,
г. Оренбург,
e-mail: alex-ray@inbox.ru*

В.А. Горшков, Н.И. Рожкова, С.П. Прокопенко

Аналитическая идентификация единичных микрокальцинатов на основе распределения атомного номера

Аннотация

Целью рассматриваемого исследования является улучшение раннего выявления единичных микрокальцинатов как ранних предвестников онкологического заболевания.

Исследования показали, что наличие единичного микрокальцината в молочной железе значительно повышает диапазон изменения эффективного атомного номера и существенно изменяет характер его распределения. Единичный микрокальцинат может не проявляться или быть едва различимым на традиционной, разностной, делительной маммограммах, а также на распределении их выпуклой линейной комбинации. Факт присутствия единичного микрокальцината в молочной железе может быть установлен аналитически на основе распределения крайних (максимальных) членов вариационного ряда эффективных атомных номеров в молочной железе. Координаты могут быть вычислены математически. Если в здоровой ткани распределение эффективного атомного номера симметрично и близко к нормальному распределению, то в ткани даже с одним единичным микрокальцинатом оно характеризуется значительным диапазоном изменений и существенной асимметричностью. В статье предложен алгоритм вычисления координат расположения единичных микрокальцинатов.

Введение

Образование микрокальцинатов может быть одним из признаков возникновения онкологических заболеваний. Обнаружение даже единичного микрокальцината в молочной железе может свидетельствовать о начале возрастного процесса кальцинирования или зарождении онкологического заболевания. Однако обнаружить единичный микрокальцинат с помощью традиционной скрининговой маммографии весьма сложно, особенно если его размеры составляют менее 100...150 мкм. За последние десятилетия, благодаря развитию технических средств и методов математической обработки, достигнут значительный прогресс в диагностике онкологического заболевания молочной железы [1]. Созданы методы двухэнергетической разностной [2] и делительной [3] маммографии, способы визуализации линейной комбинации эффективного атомного номера и плотности [4], [5], усиливающие чувствительность получаемых изображений к изменению эффективного атомно-

го номера. Разработаны различные фильтры для обработки традиционных маммограмм [6], повышающие контрастность и резкость изображения молочной железы. Развита методика микрофокусной маммографии, позволяющие многократно увеличить изображения отдельных участков молочной железы и визуализировать структуры существенно меньших размеров [7].

Однако идентификация мельчайших единичных микрокальцинатов по-прежнему затруднительна. В лучшем случае они видны лишь на однородных фантомах. Сложность обнаружения на маммограммах единичных микрокальцинатов в реальной молочной железе обусловлена суперпозицией структурных элементов тканей и сосудов [8].

Существенное отличие эффективного атомного номера микрокальцината от ткани молочной железы может лежать в основе их идентификации. При этом факт их наличия может устанавливаться не на маммограмме, а путем анализа распределения эффективного атомного номера.